

Влияние низкотемпературного межфазного переноса заряда на границе Si/SiO₂ на фотоответ кремниевых барьерных структур

© Н.И. Бочкарева[¶], С.А. Хорев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 4 апреля 2000 г. Принята к печати 4 апреля 2000 г.)

Исследовано влияние низкотемпературного перераспределения электронного заряда на границе Si/SiO₂ между межфазными состояниями и зоной проводимости кристалла *n*-Si на температурное поведение проводимости, фотоэда и фототока в барьерных структурах с краевыми электронными поверхностными каналами в области температур 77–300 К. Динамика токового отклика канала на изменение напряжения в темноте и при освещении может быть объяснена дисперсионным прыжковым транспортом дырок в SiO₂, индуцирующим перенос и аккумуляцию электронов на поверхности Si у барьерного контакта. Насыщение фотоэда при низких температурах и немонотонные температурные зависимости фототока связываются с немонотонным увеличением плотности локализованных дырок на границе Si/SiO₂ и свободных электронов на поверхности Si при охлаждении, отражающем изменение валентности кислородных комплексов.

Как показано в работах [1–3], немонотонное температурное поведение поверхностной проводимости кристаллов Si и Ge в области температур $T = 77–300$ К имеет общие закономерности. Предполагалось, что температурные изменения поверхностного заряда вызваны изменением валентности кислородных комплексов, локализованных на границе кристаллов с окисной пленкой [3,4]. При измерениях на высокой частоте эффект низкотемпературного межфазного перераспределения заряда на границе раздела полупроводник–окисел проявляется в немонотонных температурных зависимостях активного и реактивного токов поверхностных краевых каналов в барьерных структурах. При этом в кристаллах с поверхностными дефектами в температурных релаксационных спектрах проводимости наблюдается серия пиков [4], что может быть использовано для исследования природы этого эффекта, а также механизма его проявления на границе кристалла с окислом или кислородными преципитатами [5], в частности для изучения вклада этого эффекта в поверхностные потери в приборных барьерных структурах.

Цель настоящей работы — исследование механизма влияния низкотемпературного межфазного перераспределения заряда на границе раздела полупроводник–окисел на фотоответ барьерных структур. В качестве модельного объекта в работе используются диоды Шоттки на *n*-Si, в которых краевой поверхностный электронный канал индуцируется положительным зарядом в пленке термического окисла, образовавшимся при окислении.

1. Эксперимент

В работе использовались пластины *n*-Si (концентрация электронов $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$) с приповерхностными окисными дефектами упаковки (ОДУ), введенными при термическом окислении Si на глубину (< 1 мкм), меньшую дебаевской длины экранирования [3,4]. Для создания барьера

Шоттки после локального травливания термического окисла в окне площадью 15 мм^2 на поверхность напылялся полупрозрачный слой золота площадью 19 мм^2 , в результате формировалась структура с расширенным электродом (рис. 1, *b*). В контрольных образцах перед напылением золота пленка термического окисла удалялась со всей поверхности (рис. 1, *c*).

В диодах с термическим окислом на периферии наблюдались значительные избыточные обратные токи, немонотонно увеличивающиеся при понижении температуры. Обратный ток контрольных диодов уменьшался при охлаждении. После хранения образцов на воздухе в течение нескольких месяцев обратные токи уменьшались. На рис. 1, *a* представлены обратные вольт-амперные ($i-U$) характеристики (ВАХ) структур с расширенным электродом, измеренные в темноте (кривые 1'–3') и при подсветке лампой накаливания (кривые 4–6). ВАХ нелинейны, причем наблюдается тенденция к суперлинейности при $U \approx 2–4$ В и сублинейности при $U > \sim 4$ В. Темновые обратные ВАХ контрольных образцов имеют подобный характер нелинейности, при освещении в них наблюдались сублинейные ВАХ (рис. 1, *c*). Отметим, что подобные темновые ВАХ в диодах Шоттки на *n*-Si с ОДУ связывались с существованием поверхностного канала [4].

Температурные зависимости емкостной, ωC (C — измеряемая емкость, $\omega = 2\pi f$, f — частота тестирующего сигнала), и активной, \tilde{G} , составляющих высокочастотной проводимости, а также проводимости на постоянном напряжении, G , в исследованных структурах имеют немонотонный характер (рис. 2). Тенденции температурного поведения проводимости, измеряемой на постоянном и переменном напряжении, аналогичны. В диодах с термическим окислом с понижением температуры проводимости ωC и \tilde{G} увеличиваются при $U > \sim 2$ В (кривые 6 и 8) и уменьшаются, как в контрольных диодах (кривые 3, 4), при меньших U , и только при $T < 160$ К наблюдается

[¶] E-mail: n.bochkareva@pop.ioffe.rssi.ru

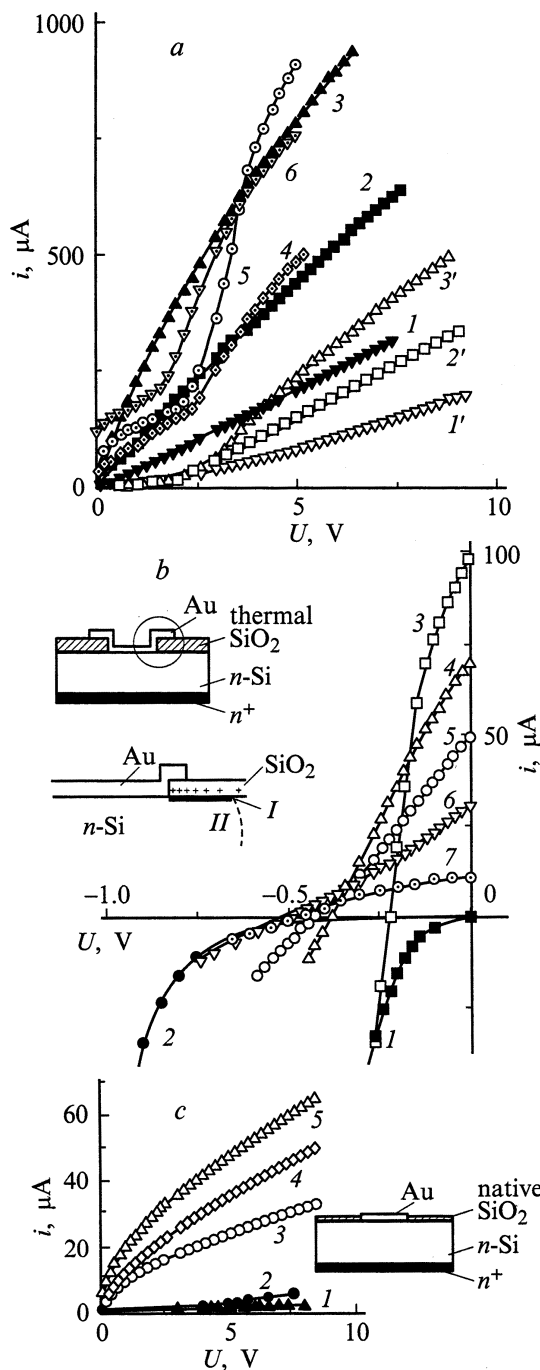


Рис. 1. Обратные (a,c) и прямые (b) ВАХ диодов Au-n-Si (ОДУ) с термическим (a,b) и естественным (c) окислом на периферии. a: (1-3, 1'-3') — без освещения, (4-6) — освещение всей площади диода; T = 300 (1, 1'), 250 (6), 185 (2, 2', 5), 77 К (3, 3', 4); (1-3) — свежеприготовленный образец, (1'-3', 4-6) — после хранения в течение нескольких месяцев. b: 1, 2 — без освещения, (3-6) — освещение всей площади диода, 7 — освещение центральной области; T = 300 (1, 3), 220 (4), 185 (5), 77 К (2, 6, 7). c: 1, 2 — без освещения, (3-5) — освещение всей площади диода; T = 300 (2, 5), 250 (4), 77 К (1, 3). На вставках — схемы образцов. Вставка к рис. 1, b иллюстрирует формирование поверхностного канала (I) через обедненную область барьера Шоттки Au-n-Si (II) под влиянием накопления дырок у барьерного контакта.

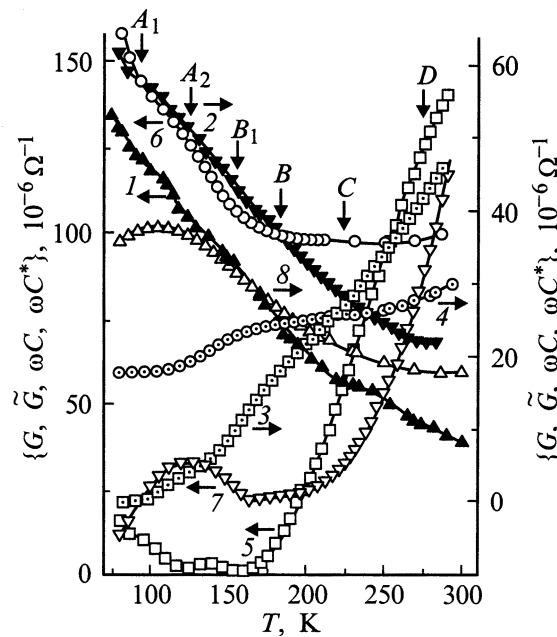


Рис. 2. Температурные зависимости статической проводимости G (1, 2), активной \tilde{G} (7, 8) и емкостной ωC (4, 6) компонент высокочастотной проводимости, температурно-зависимой части емкостной компоненты ωC^* (3, 5) диодов Шоттки после хранения образцов в течение нескольких дней (1) и месяцев (2-8). (1, 2, 5-8) — термический, (3, 4) — естественный окисел на периферии. (1, 5-7) — левая шкала ординат, (2-4, 8) — правая. U, B: 1, 2 — 7; 3, 5, 7 — 0.6; 4, 6, 8 — 2.5. $f = 160$ кГц. Стрелками отмечены температурные положения пиков спектра I на рис. 3.

некоторый рост высокочастотной проводимости (кривые 5, 7).

На рис. 3 приведены релаксационные спектры проводимости исследованных диодов, представляющие собой температурные кривые $\omega\Delta C = \omega[C(t_2) - C(t_1)]$, где t_2 и t_1 — фиксированные времена после переключения обратного напряжения. Серия пиков в спектрах контрольных диодов (кривая I) аналогична наблюдавшейся ранее в диодах Шоттки на n-Si с приповерхностными ОДУ [1,3]. В спектрах структур с термическим окислом наблюдается значительный монотонный фон, уменьшающийся после старения образцов (кривые 4-6). Монотонный фон присутствует и в спектрах, измеренных при подсветке (кривые 3, 7). Из рисунка видно, что пики в спектрах наблюдаются вблизи одних и тех же температур.

На рис. 4 представлены температурные зависимости фотоздс (U_{oc}) исследованных диодов (кривые 1-4), фототока короткого замыкания (i_{sc}) структур с термическим окислом (кривая 5) и фототока в диодном режиме (i_{ph}) контрольных диодов (кривая 6). Из рисунка видно, что с понижением температуры наблюдается тенденция к насыщению фотоздс и падению фототока, причем немонотонные температурные зависимости фототока в обоих

типах исследованных диодов имеют близкий характер. Можно отметить корреляцию температурных зависимостей фототока $i_{sc}(T)$ (кривая 5) и проводимости $\omega C(T)$ (рис. 2, кривая 5) в диодах с термически окисленной поверхностью, а также зависимостей $i_{ph}(T)$ (кривая 6) и $\omega C(T)$ (рис. 2, кривая 3) в контрольных диодах.

2. Обсуждение результатов

2.1. Влияние прыжкового транспорта дырок в SiO₂ на проводимость краевого канала

Общность температурных тенденций изменения электрических и фотоэлектрических характеристик с температурой в исследованных диодах указывает на их связь с особенностями проводимости поверхностных каналов. Сопоставление температурных зависимостей компонент высокочастотной проводимости и релаксационных спектров проводимости (рис. 2,3) позволяет сделать вывод, что в тех же температурных интервалах, в которых наблюдаются особенности токового отклика канала в

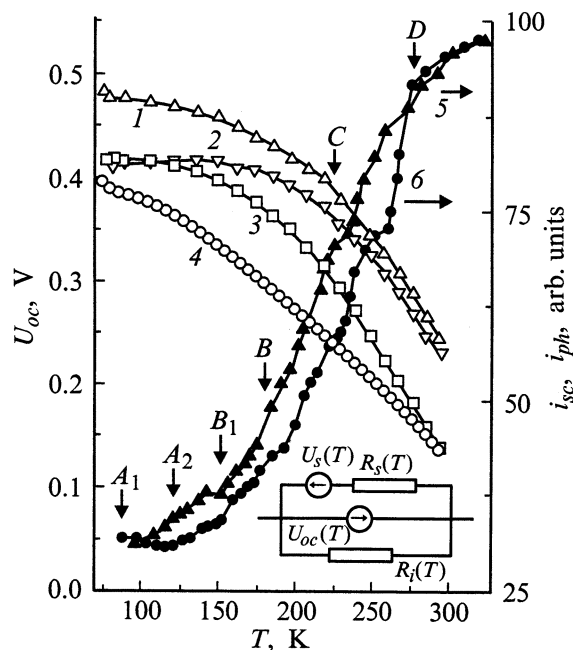


Рис. 4. Температурные зависимости фотоэдса U_{oc} (1–4), фототока короткого замыкания i_{sc} (5) и фототока при $U = 7$ В i_{ph} (6) диодов Шоттки с термическим (1–3, 5) и естественным (4, 6) окислами на периферии. (1, 4–6) — освещение всей площади, 2 — локальное освещение периферийной области, 3 — освещение центральной области диода. Стрелками отмечены температурные положения пиков спектра 1 на рис. 3. На вставке — приближенная схема образца, иллюстрирующая влияние поверхностного канала на величины фотоэдса и фототока.

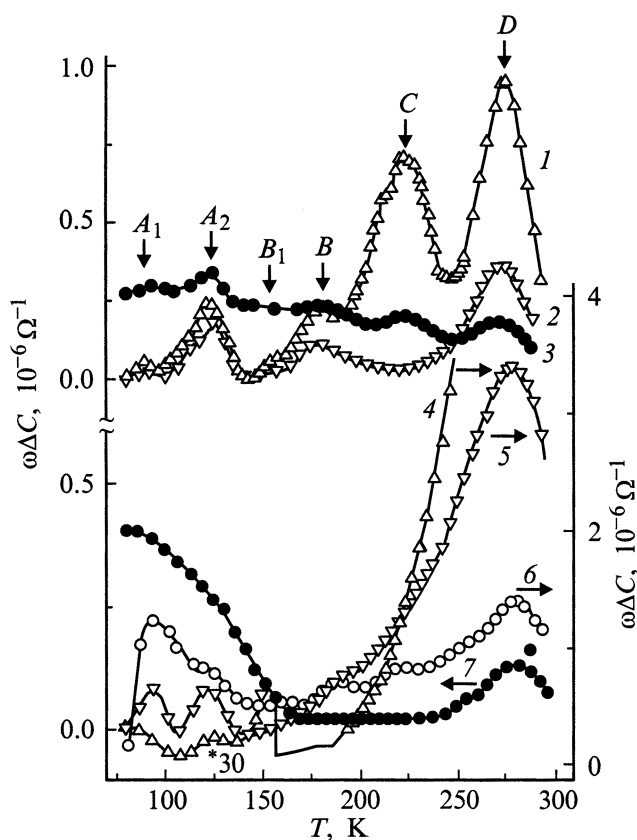


Рис. 3. Релаксационные спектры емкостной компоненты высокочастотной проводимости поверхностного канала на границе Si с естественным (1–3) и термическим окислами (4–7), измеренные в темноте (1, 2, 4–6) и при освещении (3, 7) после хранения образцов в течение нескольких дней (1, 4) и нескольких месяцев (2, 3, 5–7). $t_1 = 2$ мс, $t_2 = 10$ мс. $f = 160$ кГц. Переключение ($U_1 \rightarrow U_2$), В: 1, 3 — (0 \rightarrow 8); 2 — (0.2 \rightarrow 1); 4, 5 — (0 \rightarrow 4.5); 6, 7 — (1 \rightarrow 2.5).

микросекундном диапазоне, наблюдаются и пики в релаксационных спектрах, отражающие переходные процессы с характерными временами ~ 1 –100 мс. Характерные времена быстрой и медленной стадий релаксации проводимости могут быть записаны как $\tau_f \propto \exp(-\Delta E_i/kT)$ и $\tau_s \propto \exp(\Delta E_i/kT)$ соответственно, где ΔE_i — энергия активации проводимости в области соответствующего пика релаксационного спектра, так что $\tau_s(T) \propto \tau_f^{-1}(T)$ и конечная стадия релаксации тем медленнее, чем быстрее начальная [2,3]. Эти особенности динамики канала не находят объяснения в рамках моделей поверхностной проводимости в присутствии потенциальных барьеров, связывающих динамику проводимости с временами перезарядки мелких и глубоких поверхностных состояний (см., например, [6–8]). В то же время они указывают на связь динамики канала с установлением диффузионно-дрейфового равновесия. Поверхностный канал локализован в потенциальной яме, ограниченной обедненной областью потенциального барьера в Si и широкозонным диэлектриком SiO₂, играющими роль ”затворов” канала. При переключениях напряжения распределения потенциала в обедненной области и пленке SiO₂ создают поперечные поля на границе с каналом, экранирование которых должно приводить к изменению проводимости канала. В работе [3] учитывается влияние поперечного

поля на границе канала с областью объемного заряда на кинетику токового отклика. В данной работе, с учетом того, что плотность дырок в пленке термического SiO₂ высока, рассматривается вклад в динамику проводимости канала прыжкового транспорта дырок в SiO₂ и их накопления у катода, индуцирующего и перенос заряда свободных электронов вдоль поверхности Si. Прежде всего отметим, что проявляющиеся в эксперименте особенности переходных процессов типичны для динамики неупорядоченных систем. В частности, при экранировании поля в аморфных диэлектриках медленные "хвосты" в импульсах поляризационных токов длятся тем дольше, чем быстрее начальный спад тока [9,10]. В динамике поляризации термического SiO₂ отражается широкий спектр характерных времен в диапазоне 10⁻⁶ – 10² с [11]. Дополнительным аргументом является также аналогичный характер тенденций изменения с температурой проводимости каналов на границе Si/SiO₂, наблюдаемых в данной работе (рис. 2, кривые 3, 4), и подвижности дырок в SiO₂ $\mu(T)$ [11]. Отметим также, что дефицит кислорода в окислах может приводить к появлению серии пиков диэлектрических потерь $\varepsilon''(T, \omega)$ [12], по температурному положению близких к серии пиков $\Delta\omega C(T)$, наблюдаемых в данной работе (и аналогичной серии пиков $\Delta\tilde{G}(T)$ [1]). Кроме того, при изучении поглощения звука в кристаллах Si с поверхностными дефектами [13] и дислокациями [14] в температурных спектрах внутреннего трения, отражающих, как и спектры $\varepsilon''(T, \omega)$, размораживание подвижности дефектов [15], также наблюдаются подобные пики при низких температурах.

На проводимость поверхностного канала оказывают конкурирующее влияние отрицательный ($Q_{ox}^- = Q_{ss}^- + Q_f^-$) и положительный ($Q_{ox}^+ = Q_{ss}^+ + Q_f^+$) поверхностные заряды (Q_{ss}^- — электронный, Q_{ss}^+ — дырочный заряд, локализованный в межфазных состояниях на границе раздела Si/SiO₂, Q_f^- — отрицательный и Q_f^+ — положительный встроенный заряд, локализованный в ловушках в SiO₂ вблизи поверхности Si [16,17]). Утечка тока по поверхности при $U \ll kT/e$ (рис. 1, кривые 1–3) в диодах с термическим окислом связана с образованием в SiO₂ при окислении положительного заряда, при этом $|Q_{ox}^+| > |Q_{ox}^-|$, и немонотонная температурная зависимость проводимости определяется изменением Q_{ox}^+ с температурой. Уменьшение проводимости при охлаждении в состаренных образцах при малых U (рис. 1, кривые 1'–3') может быть связано с частичным восстановлением барьера на поверхности в результате отжига Q_{ox}^+ , сопровождающегося ростом плотности оборванных связей Si на поверхности [17]. Однако увеличение напряжения компенсирует влияние отжига Q_{ox}^+ , и температурный ход зависимости $G(T)$ сохраняется (рис. 2, кривые 1 и 2).

Это можно объяснить участием дырок в SiO₂ в экранировании красного поля. При переключении обратного напряжения ток дырок к отрицательному электроду —

блокирующему контакту Au–SiO₂ вызывает соответствующее перетекание электронов вдоль поверхности Si. Слабый рост тока с напряжением при малых U может быть обусловлен доминированием увеличения ширины обедненной области барьера Шоттки с напряжением ($w \propto U^{1/2}$) и соответственно сужением канала и увеличением его длины L . Суперлинейный рост тока канала при $U > 2$ В может быть связан с накоплением дырок в SiO₂ у катода, что приводит к обогащению поверхности у катода электронами и росту проводимости канала. Сублинейность при дальнейшем возрастании U может быть связана с насыщением перераспределения заряда Q_{ox}^+ и ростом $L \propto U^{1/2}$.

В обсуждаемой здесь модели динамика токового отклика канала обусловлена динамикой накопления дырок в SiO₂ в прикатодной области. В аморфных пленках SiO₂ кинетика токового отклика дырок на ступенчатое изменение напряжения характерна для дисперсионного прыжкового транспорта носителей заряда. После начального скачка тока наблюдается быстрый спад при временах $t < t_{tr}$, где t_{tr} — время пролета дырок ($i_1 \propto t^{-(1-\beta)}$, $\beta = 0.15 - 0.3$) с последующим медленным спадом при $t > t_{tr}$ ($i_2 \propto t^{-(1+\beta)}$), так что конечный спад тем медленней, чем быстрее начальный [11].

На кинетику токового отклика канала может оказывать влияние и отрицательная обратная связь [4]. При переключении напряжения быстрый рост проводимости канала у катода, вызванный накоплением дырок, должен прекращаться из-за перераспределения напряжения — уменьшения поля у катода и увеличения поля у анода. Уменьшение проводимости канала должно замедляться из-за роста длины канала, а значит, увеличения числа дырок, участвующих в экранировании поля. Таким образом, отрицательная обратная связь в канале должна приводить к уменьшению характерного времени быстрой начальной стадии релаксации и замедлению конечной медленной стадии.

Сдвиг фаз между током и напряжением на высокой частоте $f \sim (2\pi t_{tr})^{-1}$, определяющий характер (емкостной или индуктивный) реактивного тока канала и величину активного тока, зависит от величины ωt_{tr} . Так как $t_{tr} = [L(n_s)]^2 / \mu U$ и $n_s \sim Q_{ss}^+$, где n_s — поверхностная электронная плотность, зависимости $G(T)$ и $\omega C(T)$ связаны с температурным изменением подвижности и концентрации дырок в SiO₂ и отражают зависимость $Q_{ss}^+(T)$. Доминирование Q_{ox}^+ приводит к увеличению проводимости при охлаждении. В случае доминирования Q_{ox}^- зависимость $Q_{ss}^+(T)$ проявляется как тенденция к немонотонному замедлению падения надбарьерного поверхностного тока при охлаждении и уменьшению наклона кривых $\tilde{G}(T)$ и $\omega C(T)$. Релаксационные спектры проводимости отражают уменьшение индуктивной компоненты (и соответственно увеличение проводимости ωC) и рост активной компоненты \tilde{G} во время роста сквозной проводимости канала при ступенчатом изменении обратного напряжения.

2.2. Влияние захвата дырок поверхностными состояниями на фотоответ канала

При возбуждении светом, генерирующим электронно-дырочные пары в Si, фотодырки захватываются на поверхностные состояния и проводимость канала растет. Изгиб зон вниз на поверхности Si, граничащей с пленкой SiO₂, создает при освещении фотоэдс (U_s), полярность которой противоположна полярности фотоэдс, возникающей на барьере Шоттки (U_{oc}). Таким образом, поверхностный канал может являться и источником фотоэдс, и нелинейным фотоспротивлением, $R_s(U_s)$ (рис. 4). В отсутствие внешнего напряжения фототок канала, $i_s(U_s, R_s)$, имеет направление, противоположное направлению фототока, генерируемого в области объемного заряда барьера Шоттки, i_{sc}^* , в результате фототок короткого замыкания $i_{sc} = i_{sc}^* - i_s(U_s, R_s)$ уменьшается тем сильнее, чем больше изгиб зон вниз на поверхности. Немонотонным увеличением приповерхностного изгиба зон вниз с понижением температуры можно объяснить немонотонную зависимость $i_{sc}(T)$ в структурах с термическим окислом. Сопротивление канала уменьшает вклад фотоэдс U_s в величину i_{sc} , что наблюдается в контрольных диодах, где i_{sc} практически не зависит от температуры.

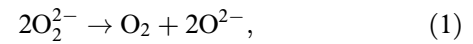
При повышении напряжения, вызывающего накопление дырок у катода и снятие барьера, фототок диодов с термически окисленной поверхностью растет при охлаждении в интервале температур $140 < T < 300$ К (рис. 1, а, кривые 5, б). В контрольных диодах доминирует влияние $Q_{ок}^-$, на что указывает рост темнового сопротивления канала с понижением температуры и сублинейный характер световых ВАХ. Соответственно увеличение Q_{ss}^+ при охлаждении лишь замедляет падение фототока в канале, чем и объясняется корреляция зависимостей $i_{sc}(T)$ в диодах с термически окисленной поверхностью и $i_{ph}(T)$ в контрольных диодах.

При прямых смещениях сопротивление канала $R_s(T)$ уменьшается с напряжением быстрее, чем сопротивление диода Шоттки $R_t(T)$ без поверхностных утечек. Это приводит к уменьшению фототока i_{sc} (рис. 1, б, кривая б). Рост фотоэдс при охлаждении (в результате увеличения ширины запрещенной зоны и температурного движения уровня Ферми в объеме Si к дну зоны проводимости) также прекращается из-за увеличения утечек по поверхности. Насыщение фотоэдс при низких температурах (рис. 4, кривые 1–4) выражено сильнее при локальном освещении периферийной области фотодиода (кривая 3). При локальном освещении центральной области фотодиода насыщение фотоэдс (кривая 2) и уменьшение фототока (рис. 1, б, кривая 7) выражено слабее, что подтверждает модельные соображения.

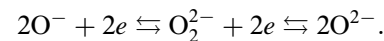
2.3. Температурные зависимости проводимости, фотоэдс и фототока

В [3,4] предполагается, что за образование положительного заряда Q_{ss}^+ на границе раздела Si/SiO₂ и его увеличение при охлаждении ответственны кислородные

комплексы с подвижными химическими связями, валентность которых изменяется в области температур микроскопических фазовых превращений. Этим превращениям в замороженных кислородных [18] и водород-кислородных конденсатах [19] соответствует реакция диспропорционирования



в результате которой молекулярные ионы перекиси кислорода O_2^{2-} трансформируются при нагревании от 77 до 300 К в атомарные ионы O^{2-} и молекулярный кислород O_2 , выделение которого резко увеличивается при 150 и 220 К. В SiO₂ велика доля ковалентной связи, и можно лишь условно говорить о ионах кислорода, представляя реакцию (1) как уменьшение энергии квазимолекулярных связей (O–O) между двумя атомами кислорода с оборванными связями и локализованными на несвязывающих орбиталях дырками (O^-). В системе Si/SiO₂ атомы кислорода, захватившие дырки (O^-), и их димеры — ионы O_2^{2-} могут поставлять свободные электроны на поверхность Si:



Немонотонное возрастание поверхностной плотности O_2^{2-} и O^- , а значит, и Q_{ss}^+ при охлаждении приводит к возрастанию электронной плотности на поверхности Si.

Заключение

Таким образом, в диодах Шоттки на Si токовый отклик краевых электронных каналов, индуцированных положительным зарядом в окисной пленке, связан с прыжковым транспортом дырок в SiO₂ и их накоплением у блокирующего контакта, вызывающим и аккумуляцию электронов у барьерного контакта в *n*-Si. Плотность локализованных дырок и свободных электронов на границе Si/SiO₂ изменяется с температурой в результате изменения валентности кислородных комплексов. Увеличение плотности свободных электронов на поверхности Si в темноте и при освещении приводит к насыщению фотоэдс и немонотонному уменьшению фототока диода при охлаждении.

Список литературы

- [1] Н.И. Бочкарева, А.В. Клочков. ФТП, **32**, 82 (1998).
- [2] Н.И. Бочкарева. ФТП, **28**, 290 (1994).
- [3] Н.И. Бочкарева, А.В. Клочков. ФТП, **32**, 1432 (1998).
- [4] Н.И. Бочкарева, С.А. Хорев. ФТП, **33**, 1340 (1999).
- [5] В.В. Воронков, Г.И. Воронкова, В.П. Калинушкин, Д.И. Мурин, Г.М. Мурина, А.М. Прохоров. ФТП, **18**, 938 (1984).
- [6] E.H. Nicollian, A. Goetzberger. Bell. Syst. Techn. J., **46**, 1055 (1967).
- [7] Е.В. Власенко, Р.А. Суриц, Б.И. Фукс. ФТП, **11**, 1112 (1977).
- [8] В.Н. Алфеев, А.В. Ельцов, С.Т. Иванченко, В.В. Широков. ФТП, **16**, 692 (1982).

- [9] H. Scher, E.W. Montroll. Phys. Rev. B, **12**, 2455 (1975).
- [10] Н. Мотт, Э. Дэвис. *Электронные процессы в некристаллических веществах* (М., Мир, 1982).
- [11] R.C. Hughes. Phys. Rev. B, **15**, 2012 (1977).
- [12] Z. Yu, C. Ang, L.E. Cross. Appl. Phys. Lett., **74**, 3044 (1999).
- [13] В.М. Мечс, А.С. Навик. Appl. Phys. Lett., **8**, 75 (1966).
- [14] L.P. Khiznichenko, P.F. Kromer, D.K. Kaipnazarov, E. Otenyazov, D. Yusupova, L.G. Zotova. Phys. St. Sol., **21**, 805 (1967).
- [15] А. Новик, Б. Берри. *Релаксационные явления в кристаллах* (М., Атомиздат, 1975).
- [16] R.W. Gurtler. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-15**, 980 (1968).
- [17] А.П. Барабан, В.В. Булавинов, П.П. Коноров. *Электроника слоев SiO₂ на кремнии* (Л., Изд-во Лен. ун-та, 1988).
- [18] М.Ю. Смирнов, В.В. Городецкий. Поверхность. Физика, химия, механика, № 7, 21 (1986).
- [19] Т.В. Ягдовская, Л.И. Некрасов. ЖФХ, **51**, 2434 (1977).

Редактор Л.В. Шаронова

Effect of low-temperature interfacial charge transfer at a Si/SiO₂ interface on photoresponse of silicon barrier structures

N.I. Bochkareva, S.A. Khorev

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St.Petersburg, Russia

Abstract The effect of low-temperature electron charge redistribution at the Si/SiO₂ interface between interfacial states and conduction band of a *n*-Si crystal on the temperature behavior of conduction, photovoltage and photocurrent in Si barrier structures with edge surface electron channels has been studied in the temperature range 77–300 K. Dynamics of channel current response on voltage change in the dark and under illumination can be explained qualitatively by dispersive hole hopping transport in SiO₂ which induces electron charge transfer and accumulation at Si surface near the barrier contact. Photoemf gain upon cooling and nonmonotonic temperature dependence of photocurrent are tentatively attributed to the increase in the localized hole density at the Si/SiO₂ interface and free electron density at the Si surface with decreasing temperature which may be associated with valency variance of oxygen complexes.